

# Автоэмиссионные характеристики пленочных систем в сильных электрических полях

© Т.А. Тумарева

Санкт-Петербургский государственный технический университет,  
195251 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: tumareva@twonet.stu.neva.ru

(Поступила в Редакцию 24 апреля 1998 г.)

Исследованы автоэмиссионные характеристики систем W–пленка церия, W–пленка BaO в широком интервале изменения автоэмиссионных токов и полей. Обнаружено anomальное уширение спектров и отклонение от линейности характеристик Фаулера–Нордгейма при больших (более  $10^9$  A/m<sup>2</sup>) плотностях автоэмиссионного тока. Исследована зависимость anomального поведения автоэмиссионных характеристик от работы выхода и топографии поверхности. Обсуждаются возможные причины наблюдающихся явлений.

Точечность, высокая яркость и малая ширина энергетического спектра эмиттированных электронов выгодно отличает автоэмиссионные катоды от других типов источников электронов при использовании их в электронно-зондовых приборах высокого разрешения. Пространственное разрешение приборов такого типа ограничивается минимальным размером видимого источника, который в свою очередь определяется разбросом скоростей электронов. Для достижения максимальной яркости автокатод обычно эксплуатируется в режиме почти предельных плотностей токов  $j$  и соответственно больших электрических полей  $F$ . При больших токах с катода автоэмиссионные спектры расширяются по сравнению с ожидаемыми в модели Янга [1]. Однако имеется всего несколько работ, исследующих расширение энергетических спектров автоэлектронов в сильных электрических полях [2–4], и однозначного объяснения наблюдающегося явления пока не нашло.

В настоящей работе изучены энергетические спектры автоэлектронов и характеристики Фаулера–Нордгейма (Ф–Н) в широком интервале значений анодного напряжения для существенно отличных от предыдущих работ эмиттеров. В качестве объекта исследования были выбраны эмиссионно активные системы W–Ce и W–BaO. Управляя процессом адсорбции, можно было получать эмиттеры с разной работой выхода и различной топографией (гладкие или состоящие из трехмерных скоплений адсорбата), что позволяло исследовать динамику спектров для трехмерных выступов и объектов с существенно разной работой выхода.

## 1. Методика эксперимента

Работа выполнялась в высоковакуумном автоэмиссионном проекторе с энергоанализатором высокого разрешения  $\sim 30$  meV [5]. Температуру острия можно было изменять в широких пределах. Оно могло быть нагрето пропусканием тока через дужку, на которой оно крепилось, или охлаждено заливанием жидкого азота в ножку, на которой катодная сборка была смонтирована. Как показали термодатчики, в приборе данной кон-

струкции удавалось охладить острие до 120 К. Методика получения покрытий BaO различных структур подробно описана ранее [6]. Пленки церия осаждались напылением его на острие, находящееся при температуре  $\geq 750$  К. Как показано в [7], при этом удается получать гладкие (однородные по толщине) пленки. Толщина слоя считалась пропорциональной времени его напыления. За монослойное покрытие принималось такое количество адсорбата, при котором работа выхода системы W–Ce минимальна. В настоящей работе были исследованы как субмонослойные, так и многослойные пленки. Работа выхода  $\varphi$  исследованных гладких пленок Ce на W определялась двумя способами — по изменению наклона характеристики Ф–Н в процессе напыления и по методу сочетания наклонов характеристики Ф–Н и низкоэнергетического фронта энергетического спектра автоэлектронов (ЭСА), что подробно описано в [7]. Значения  $\varphi$  и геометрического фактора поля  $\beta$  для субмонослойной и многослойной пленки Ce на W(111) приведены в таблице. Условия формирования трехмерных агломератов Ce описаны в [7].

Плотность тока  $j$  вычислялась из отношения тока через зондовое отверстие в анализаторе к эффективной площади  $A$  зондируемого участка. При этом величина  $A$ , определенная из экспериментальных вольт-амперных характеристик (ВАХ) и уравнения Ф–Н для соответствующих локальных значений  $\varphi$  и  $F$ , оставалась при адсорбции практически неизменной (см. таблицу).

Значения площадей зондируемого участка эмиттера  $A$ , работы выхода  $\varphi$  и геометрического фактора поля  $\beta$  для различных эмиттирующих систем

Объект зондовых исследований	$A, \text{Å}$	$\varphi, \text{eV}$	$\beta \cdot 10^{-6}, \text{m}^{-1}$
(111)W	4400	4.45	0.34
(111)W + Ce, 0.2 монослоя	4100	3.30	0.34
(111)W + Ce, 6.0 монослоев	4700	2.6	0.34

## 2. Экспериментальные результаты

На рис. 1 и 2 приведены ВАХ и энергетические спектры автоэлектронов, эмиттированных исследуемой пленочной системой. Проведенные измерения показали, что ВАХ и общий характер ЭСА (их форма и положение на энергетической шкале) в широком диапазоне автоэмиссионных токов удовлетворительно описываются уравнением Янга [1] для металлов, согласно которому распределение автоэлектронов по энергиям имеет следующий вид:

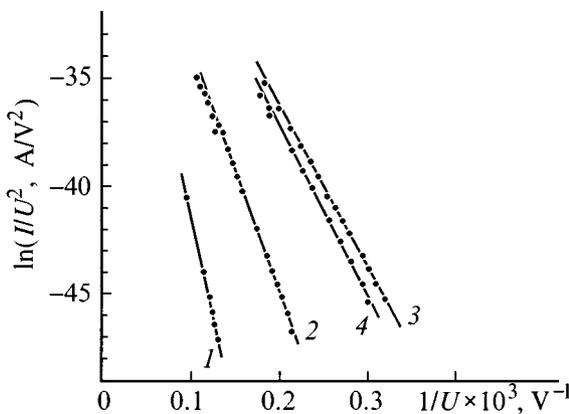
$$j'_0(\varepsilon) \sim [1 + \exp(\varepsilon/kT)]^{-1} \exp(S_{TED} \varepsilon), \quad (1)$$

где  $S_{TED}$  — наклон низкоэнергетического фронта спектра в координатах  $\ln j_0$  от  $\varepsilon = E - E_F$ ,  $E$  — полная энергия электрона,  $E_F$  — энергия Ферми,  $T$  — температура эмиттирующей поверхности. Однако при плотностях тока  $j > 10^9$  А/м<sup>2</sup> наблюдалось аномальное (по отношению к теории Янга) уширение спектров, касающееся, в первую очередь, наиболее крутых высокоэнергетических фронтов спектров. Этот эффект хорошо виден при сравнении высокоэнергетических фронтов кривых 3, 4 с кривыми 1, 2 (рис. 2, 3), полученными при низких плотностях токов.

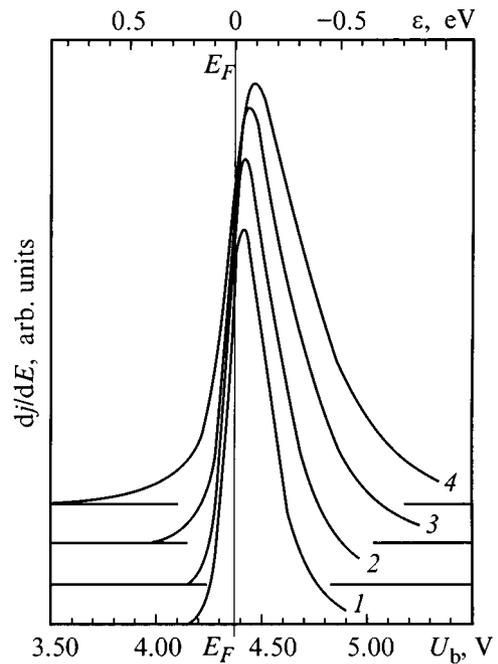
Если представить экспериментальные результаты в полулогарифмическом масштабе (рис. 4), то высокоэнергетические фронты (зависимости 3, 4 на рис. 4) можно в первом приближении апроксимировать вблизи  $E_F$  экспонентой и характеризовать их наклон величиной  $S_T$ . Тогда из анализа формулы Янга легко показать, что температура электронного газа в момент эмиссии может быть выражена через наклоны высокоэнергетического ( $S_T$ ) и низкоэнергетического ( $S_{TED}$ ) фронтов спектров следующим образом:

$$kT(\text{eV}) = (|S_T| + S_{TED})^{-1}.$$

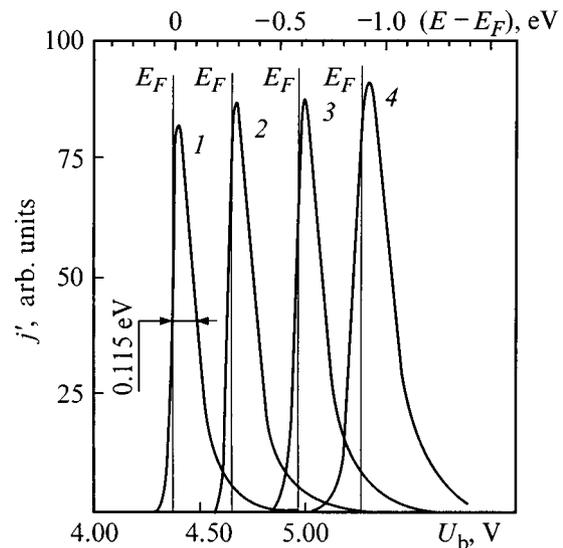
Приведенный способ оценки  $T$  можно использовать лишь в условиях, когда применимо уравнение Янга,



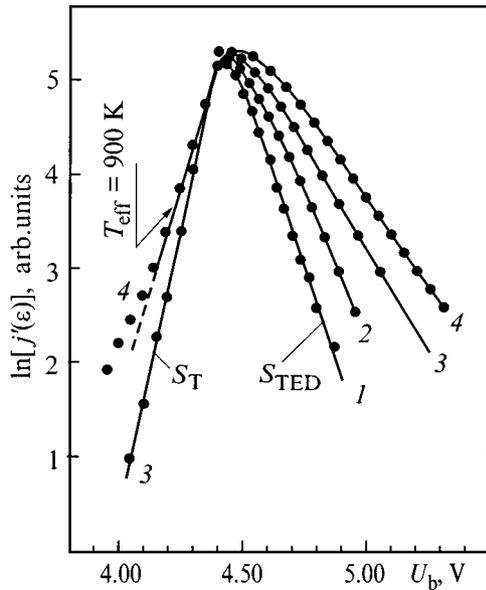
**Рис. 1.** ВАХ для гладких пленок Се на W(111): 1 — чистый W(111),  $T = 300$  К, 2 — W(111)+Се, 0,2 монослоя,  $T = 300$  К, 3 — W(111)+Се, 6 монослоев,  $T = 300$  К, 4 — W(111)+Се, 6 монослоев,  $T = 120$  К,



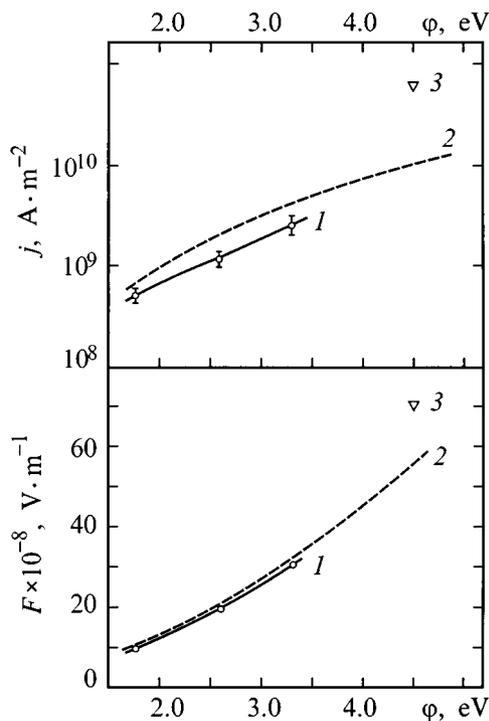
**Рис. 2.** Энергетические спектры автоэлектронов, эмиттированных системой W(111) + Се, 0,2 монослоя. Для наглядности кривые смещены друг относительно друга. Спектры получены при  $T = 300$  К. Положение  $E_F$  указано вертикальной линией. Нижняя шкала соответствует экспериментальным значениям потенциала смещения  $U_b$ , подаваемого на эмиттер. Верхняя шкала соответствует энергиям в твердом теле, отсчитываемым от уровня Ферми:  $F \cdot 10^{-8}$  (В · м<sup>-1</sup>): 1 — 20,5; 2 — 27,4; 3 — 31,0; 4 — 32,6.



**Рис. 3.** Энергетические спектры автоэлектронов, эмиттированных системой W(111) + Се (6 монослоев),  $T = 120$  К. Абсолютные значения энергетических шкал соответствуют только кривой 1. Все остальные кривые смещены по оси энергий и для каждой указано положение уровня Ферми  $E_F$ :  $F \cdot 10^{-8}$  (В · м<sup>-1</sup>): 1 — 13,5; 2 — 15,1; 3 — 17,3; 4 — 19,1.



**Рис. 4.** Энергетические спектры автоэлектронов, эмиттированных системой W(111) + Ce (0.2 монослоя), построенные в полулогарифмическом масштабе. Спектры нормированы. Номера кривых соответствуют номерам на рис. 2.



**Рис. 5.** Значения плотности тока  $j$  и электрического поля  $F$ , соответствующие началу anomального поведения автоэмиссионных характеристик, в зависимости от работы выхода поверхности. 1 — данные настоящей работы для систем W-Ce и W-BaO ( $\varphi = 1.8$  eV), соответствующие условию  $\Delta\Gamma/\Gamma = 25\%$  и  $\Delta j/j = 20\%$ ; 2 — расчет [19] для  $\Delta j/j = 50\%$ ; 3 — экспериментальные оценки [22] для начала отклонения ВАХ от линейности.

полученное при допущениях, с математической точки зрения оправданных лишь в интервале температур, где безразмерный форм-фактор  $p = kT S_{TED} \leq 0.7$  [8,9].

Оценки температуры поверхности острия, проведенные по экспериментальным спектрам на основе изложенного анализа формулы Янга, приводят к эффективным значениям температуры  $T_{eff}$ , превышающим исходную (до начала эмиссии) на сотни градусов. Так, для кривой 4 на рис. 4, соответствующей плотности тока  $6 \cdot 10^9$  A/m<sup>2</sup>,  $T_{eff} = 900$  K.

На рис. 5 приведены значения  $j$  и  $F$ , соответствующие увеличению приблизительно на 25% полной ширины на половине высоты  $\Gamma$  энергетического спектра автоэлектронов по сравнению с ожидаемым из модели Янга для различных значений  $\varphi$ . Из рис. 5 видно, что при уменьшении работы выхода anomальное уширение спектров начинает проявляться при меньших уровнях  $j$ . Изменение формы спектров в сильных электрических полях сопровождается отклонением ВАХ от линейности (см. кривые 2–4 на рис. 1). Начало заметного ( $\sim 20\%$ ) отклонения ВАХ от линейности также оказалось зависящим от работы выхода эмиттера (рис. 5).

### 3. Обсуждение экспериментальных результатов

Anomальное уширение энергетических спектров может быть обусловлено тепловыми эффектами в острие, связанными с отбором значительных эмиссионных токов, или с влиянием пространственного заряда эмиттированных электронов.

Процессы энерговыделения внутри острия анализировались в работах [9–15], из которых можно сделать вывод, что при однородном распределении тока по поверхности эмиттера существенный его разогрев в стационарном режиме возможен лишь при плотностях токов  $\geq 10^{11}$  A/m<sup>2</sup>. Казалось бы, в связи с этим тепловые эффекты при объяснении полученных данных учитывать не следует. Однако анализ тепловых процессов внутри эмиттера проводился в предположении, что эмиссия однородно распределена по поверхности. На самом деле из-за неоднородностей работы выхода и существования микровыступов плотность тока автоэмиссии может существенно меняться по поверхности острия и принципиально возможны сильные перегревы отдельных его участков. В настоящей работе мы могли с высоким пространственным разрешением (до 50 Å) различать потоки электронов с различных участков острия. Хотя полученные значения температур зондируемого участка в предположении единственного механизма — разогрева собственным автоэмиссионным током — кажутся излишне большими (сотни градусов), без специального анализа для неоднородной поверхности нельзя отбрасывать возможность температурных изменений при эмиссии в сильных электрических полях. Кроме того, при теоретических оценках процессов тепловыделения в малых

объектах надо осторожно обращаться с основными физическими константами, характерными для массивных образцов.

Влияние процессов, протекающих в пространственном заряде, образованном эмиттированным потоком большой плотности, на эмиссионные спектры в последнее время подробно анализируется и оценивается в литературе [16–20]. Хотя подходы к рассматриваемым явлениям несколько отличаются друг от друга, авторы делают вывод о главенствующей роли пространственного заряда при автоэмиссии в сильных электрических полях. В пользу эффектов, связанных со взаимодействием эмиттированных электронов в потоке между острием и первым анодом, могут свидетельствовать и некоторые результаты настоящей работы по изучению зависимости процесса расширения спектров от работы выхода и структуры поверхности. Уширение спектров в случае эмиттеров с меньшей работой выхода проявляется при меньших значениях  $F$  (см. рис. 5), что можно связать с достижением при меньших полях необходимых для этого плотностей пространственного заряда в области между острием и анодом. Кроме того, для исследованных в работе трехмерных выступов серия с характерными диаметрами у основания от 30 до 500 Å [21], аномальное уширение спектров наблюдалось при плотностях токов, в несколько раз превышающих таковые для гладких пленок с той же работой выхода, что также может быть объяснено влиянием пространственного заряда на энергетический спектр автоэлектронов.

Согласно данным хорошо известных экспериментальных исследований [22], сильного влияния эффектов в пространственном заряде следовало бы ожидать при  $j$  и  $F$ , существенно превышающих их значения, при которых в нашей работе отмечено аномальное увеличение  $\Gamma$  и отклонение характеристик  $\Phi$ -Н от линейности. Однако расхождение с результатами работы [22] (см. рис. 5) может быть связано с различием в способе определения плотности тока. В [22] плотности тока  $j$  неоправданно грубо определялись делением суммарного тока со всего острия на полную площадь эмиссии. В настоящей же работе определены непосредственно локальные значения  $j$ , которые, как оказалось, могут существенно превышать средние по поверхности. С другой стороны, значения  $j$  и  $F$ , соответствующие началу появления аномалий в величинах  $\Gamma$  и на характеристиках  $\Phi$ -Н, близки к рассчитанным в [19] в предположении об определяющей роли эффектов в пространственном заряде.

На основании изложенного нельзя отдать предпочтение какому-либо из рассмотренных механизмов аномального изменения характеристик автоэмиссии в сильных электрических полях. Полученные экспериментальные данные могут быть полезны при построении адекватных теоретических моделей.

Автор признателен В.А. Иванову за полезное сотрудничество при проведении экспериментальных исследований.

Данная работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 97-02-16080).

## Список литературы

- [1] R.D. Young. Phys. Rev. **113**, 110 (1959).
- [2] C. Lea, R. Gomer. Phys. Rev. Lett. **25**, 12, 804 (1970).
- [3] A.E. Bell, L.W. Swanson. Phys. Rev. **B19**, 3353 (1979).
- [4] M. Troyon. J. Microsc. Spectrosc. Electr. **13**, 49 (1988).
- [5] В.А. Иванов, Т.С. Кирсанова, Т.А. Тумарева. ФТТ **23**, 3, 664 (1981).
- [6] Т.А. Тумарева, В.А. Иванов, Т.С. Кирсанова, И.В. Васильева. ФТТ **31**, 2, 12 (1989).
- [7] В.А. Иванов, Т.С. Кирсанова, Т.А. Тумарева. ФТТ **31**, 4, 82 (1989).
- [8] H. Heinrich, M. Essing, J. Geiger. Appl. Phys. **12**, 197 (1977).
- [9] L.W. Swanson, L.G. Crouser, F.M. Charbonnier. Phys. Rev. **151**, 1, 327 (1966).
- [10] И.Л. Сокольская, Г.Н. Фурсей. РЭ **7**, 9, 1484 (1962).
- [11] Е.А. Литвинов, А.А. Старобинец. Эмиссионная силовоточная электроника. Наука, Новосибирск (1984) 112 с.
- [12] М.С. Аксенов, Л.М. Баскин, В.М. Жуков, Н.В. Федоров, Г.Н. Фурсей. Изв. АН СССР. Сер. физ., **43**, 3, 543 (1979).
- [13] Г.Н. Фурсей, В.М. Жуков, Л.М. Баскин. Эмиссионная силовоточная электроника. Наука, Новосибирск (1984) 112 с.
- [14] P.W. Williams, W.T. Williams. Phys. Rev. **5**, 2, 280 (1972).
- [15] E.E. Martin, J.K. Trolan, W.P. Dyke. J. Appl. Phys. **31**, 5, 782 (1960).
- [16] P.I. Donders, M.I.G. Lee. Phys. Rev. **B35**, 13, 6578 (1987).
- [17] M.G.R. Thomson. J. Vac. Sci. Techn. **12**, 3498 (1994).
- [18] H.B. Elswijk, T. van Rooy, C. Schiller. J. Vac. Sci. Techn. **13** 1037 (1995).
- [19] C.B. Wheeler. IEEE Proceedings. **132**, Pt. A, 2, 104 (1985).
- [20] W. Knauer. Optik. **54**, 211 (1979).
- [21] А.П. Дручинина, Т.С. Кирсанова, И.И. Столяров, Т.А. Тумарева. ФТТ **32**, 6, 1653 (1990).
- [22] W.P. Dyke, J.K. Trolan. Phys. Rev. **89**, 4, 799 (1953).